

## Bruchvorgänge in Gläsern

Frank Kerkhof, Freiburg

Glass is not only important in daily life but also serves as an excellent model material for investigating the fundamental laws of linear fracture mechanics. In this respect it has particular value because of its optical qualities which make possible the photographic observations and measurements of fracture processes. A detailed description of the fracture processes in glasses has been given in the monograph by the author (Kerkhof 1970). For purposes of brevity this report shall focus attention on the extension of a crack under tensile loads.

In the first chapter a survey is given on the applicable optical and electrical measurement techniques. The second deals with ultrasonic fractography, a special method which can be applied particularly to glasses. This method is based upon the fact that extension of a running brittle crack is influenced by a change of the direction of the maximum principal stress. The last chapter is concerned with some recent results which give information about certain specific fracture properties of glass and are also important from the fracture mechanics viewpoint.

PL IX-131

## Einleitung und Übersicht

Unter den für das praktische Leben und für die Technik wichtigen Werkstoffen ist das Glas derjenige, auf den bei gewöhnlichen Temperaturen die lineare Bruchmechanik fast uneingeschränkt angewendet werden kann. Glas ist in anderer Hinsicht daher auch ein nahezu ideales Modellmaterial, an dem die fundamentalen Gesetze der Bruchmechanik experimentell studiert werden können. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die erreichbare extrem hohe optische Transparenz, die eine unmittelbare fotografische und kinematografische Beobachtung und Registrierung der Bruchvorgänge gestattet. Eine ausführliche Darstellung der Bruchvorgänge in Gläsern wurde vom Verfasser (Kerkhof (1970)) zu geben versucht.

In diesem Bericht über die heutigen Kenntnisse und Vorstellungen von den Bruchvorgängen in Gläsern soll zum Zwecke einer vereinfachenden und notwendigerweise kurzen Darstellung die Ausbreitung eines Risses bei einfacher Zugbeanspruchung in den Vordergrund gestellt werden. Die Untersuchung eines Bruchvorgangs unter einem komplizierteren Spannungszustand läuft dann im wesentlichen auf die Analyse desjenigen Spannungszustandes hinaus, der in unmittelbarer Nähe eines Risses von kritischer Länge oder eines sich ausbreitenden Bruches herrscht.

Unter dieser Einschränkung soll im ersten Abschnitt ein Überblick über die anwendbaren überwiegend optischen und auch elektrischen Methoden gegeben werden. Im zweiten Abschnitt wird über das speziell bei Gläsern anwendbare Verfahren der Ultraschallfraktografie berichtet, das auf der Möglichkeit der Sprödbrechlenkung durch Richtungsänderung der maximalen Hauptspannung beruht. Der dritte Abschnitt schließlich enthält einige mit diesen Methoden gewonnenen Ergebnisse, die sowohl unter dem Aspekt der allgemein gültigen bruchmechanischen Modellvorstellung als auch unter jenem des spezifischen Materialverständnisses von Bedeutung sind.

PL IX-131

## 1. Optische und elektrische Verfahren zur Untersuchung von Bruchvorgängen

Im unterkritischen oder auch "thermisch" genannten Anfangsbereich der Reißausbreitungsgeschwindigkeit oder schlechthin Bruchgeschwindigkeit (vergl. schon jetzt Bild 12) werden an die Beobachtungs- und Meßtechnik keine besonderen Anforderungen gestellt, abgesehen von der Frage der Sichtbarmachung der laufenden Reißspitze, auf die noch gesondert eingegangen werden soll.

Bis zu einer Bruchgeschwindigkeit von ca. 1/10 mm/s genügt die direkte Beobachtung mit einem Mikroskop, eventuell unter Zuhilfenahme einer automatisch arbeitenden Kamera, mit der von dem interessierenden Bruch in regelmäßigen Zeitabständen Bilder aufgenommen werden.

Bei etwas größeren Bruchgeschwindigkeiten bis zu ca. 10 cm/s verwendet man zweckmäßigerweise schnell laufende Kameras, die jedoch noch nach dem Standardprinzip der normalen Kinematografie mit absatzweiser Bildschaltung arbeiten.

Um Bruchgeschwindigkeiten im überkritischen Bereich bis zu den höchsten Bruchgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1000 m/s zu messen sind Spezialkameras erforderlich, über deren Leistungsfähigkeiten die Tabelle 1 einen Überblick gibt. Die in dieser Tabelle abgeschätzten Kennzahlen beruhen im wesentlichen auf grundsätzlichen Überlegungen und Angaben von Schardin (1951, 1962) (s. hierzu auch Kerkhof (1970)).

Zur Beurteilung der in der Tabelle 1 angegebenen Zahlenwerte sei bemerkt, daß der Frage nach der geeigneten kinematographischen Kamera die Überlegung vorauszugehen hat, welcher Bruchweg durch wieviele photographische Aufnahmen beobachtet werden soll. Um beispielsweise einen Bruchvorgang, der mit einer in Gläsern durchaus möglichen Bruchgeschwindigkeit von ca. 1000 m/s auf einem Gesamtbruchweg von 3 cm verläuft, raumzeitlich

PL IX-131

Tabelle 1

Kennzahlen

einiger gebräuchlicher kinematographischer Kameras

| Kameratype  | Bildwechselzeit $t_w$ | lineare Rauminformation $I_R$ | Bildwechselweg $s_w$ für |                 |                        |  |
|---|-----------------------|-------------------------------|--------------------------|-----------------|------------------------|--|
|   |                       |                               | $v_b = 10 \text{ m/s}$   |                 | $v_b = 1 \text{ km/s}$ |  |
| <u>Kameras mit bewegtem Film</u>                            |                       |                               |                          |                 |                        |  |
| 1) Film auf Spulen mit absatzweiser Bildschaltung           | 5 ms                  | 2000                          | 5 cm                     | 5 cm            |                        |  |
| 2) kontinuierlicher Film auf Spulen mit optischem Ausgleich | 0,1 ms                | 750                           | 1 mm                     | 10 cm           |                        |  |
| 3) Trommelkamera mit Funkenlichtquelle                      | 0,1 ms                | 100                           | 1 mm                     | 10 cm           |                        |  |
| <u>Kameras mit ruhendem Film</u>                            |                       |                               |                          |                 |                        |  |
| 4) Drehspiegelkamera  | 1 $\mu\text{s}$       | 340                           | 10 $\mu\text{m}$         | 1 mm            |                        |  |
| 5) 24-Funkenkamera  | 1 $\mu\text{s}$       | 2500                          | 10 $\mu\text{m}$         | 1 mm            |                        |  |
| 6) Bildwandlerkamera  | 5 ns                  | 540                           | 0,05 $\mu\text{m}$       | 5 $\mu\text{m}$ |                        |  |

hinreichend aufzulösen, muß mindestens eine Drehspiegelkamera oder eine Funkenkamera eingesetzt werden; denn der Bildwechselweg  $s_w$ , der in der Bildwechselzeit  $t_w$  von 1  $\mu\text{s}$

zwischen nur 2 Einzelaufnahmen zurückgelegt wird, beträgt allein 1 mm. Aus dieser Überlegung folgt zugleich, daß ein in mikroskopischen Dimensionen unter 1 mm verlaufender schneller Bruchvorgang mit den genannten Hilfsmitteln - Drehspiegelkamera oder Funkenkamera - nicht mehr aufgelöst werden kann.

Die in der 3. Spalte der Tabelle 1 angegebene lineare Rauminformation  $I_R$  ist (nach Schardin) definiert als das Produkt der Höhe des Originalbildes (in mm) mit der Anzahl der Linien, die je mm (in Richtung der Bildhöhe) optisch auflösbar sind.

Um einen laufenden Riß, d.h. vor allem die Rißspitze, überhaupt sichtbar und damit fotografierbar zu machen, nutzt man generell die durch die Spannungskonzentration an der Rißspitze verursachte Veränderung der optischen Weglängen der Lichtstrahlen aus, die die nächste Umgebung der Rißspitze passieren.

Die hierdurch bedingten Interferenz-, Spannungs-, Schlieren- und Schattenoptischen Effekte sind wegen der ungünstigen Werte der spannungsoptischen Konstanten der Gläser zwar so klein, daß bei diesen quantitative Rückschlüsse auf die Größe der Spannungskonzentration an Rissen nicht möglich sind. Immerhin eignen sich die spannungsoptische und die schattenoptische Methode, die - insbesondere die letztere - keinen großen experimentellen Aufwand erfordern, wenigstens, um die Rißspitzen auch in Gläsern deutlich sichtbar zu machen (Kerkhof (1970)).

Ein Beispiel für die Anwendung der schattenoptischen Methode ist Bild 1, das eine schattenoptisch-funkenkinematografisch aufgenommene Bildserie von der Rißausbreitung mit Gabelung in einer Glasplatte zeigt. Darin sind die kleinen, fast kreisförmigen Schattenhöfe an der Rißspitze, bzw. nach der Gabelung an den Spitzen der beiden Teilrisse, typisch für den sog. Schatteneffekt. Experimentell läßt

sich ein solches Schattenbild sehr einfach erzielen, indem man die Aufnahmekamera bewußt nicht auf die Plattenebene sondern auf eine vor oder hinter dieser liegende (fiktive) Ebene scharf einstellt. Ein Schattenhof entsteht dann dadurch, daß das an der Rißspitze vorbeigehende Licht infolge der Spannungskonzentration von der Rißspitze hinweg abgelenkt wird - ähnlich wie beim Durchgang durch eine Bikonkavlinse.

Die linearelastische bruchmechanische Theorie dieses Schatteneffektes wurde für die Rißbeanspruchungsart Mode I von Manogg (1964, 1966) entwickelt und führte zu dem Ergebnis, daß der Durchmesser des Schattenfleckes proportional zu  $K_I^{2/5}$  ist. Wie schon das Bild 1 zeigt, sind - wiederum wegen der zu kleinen spannungsoptischen Konstanten - die Schattenhöfe an den Rißspitzen in Gläsern zu klein, um auf Grund der angegebenen Gesetzmäßigkeit zur quantitativen Bestimmung von  $K_I$  herangezogen werden zu können. Bei hinreichend spannungsoptisch empfindlichen Materialien, z.B. bei PMMA (Plexiglas) ist aber durchaus möglich, aus spannungsoptisch - funkenkinematographischen Aufnahmen  $K_I$ -Werte für einen laufenden Riß zu ermitteln. Denn bei gleichen geometrisch-optischen Abbildungsverhältnissen verhalten sich die Durchmesser der Schattenhöfe von Rissen in gleich dicken Platten - bei relativ zur Bruchhöchstgeschwindigkeit gleichen Bruchgeschwindigkeiten - aus PMMA bzw. Spiegelglas wie 5:1.

Ist die Richtung der Rißausbreitung zumindest abschnittsweise geradlinig und vorausbestimmbar, so kann man in vielen Fällen auf eine vollständige optische Abbildung der Bruchentwicklung verzichten: es genügt eine Registrierung der Weg-Zeit-Kurve.

Diese ist auf rein optischem Wege mit Hilfe einer Schlitzkamera (Streak- oder Schmierkamera) möglich. Dabei wird die auf irgendeine (z.B. schatten- oder schlierenoptische) Weise sichtbar gemachte Rißspitze auf einen Schlitz abgebildet, hinter dem sich der z.B. auf eine rotierende

Trommel gespannte photographische Film senkrecht zu diesem Schlitz bewegt. Die Neigung der dabei aufgezeichneten Kurve ist ein Maß für das Verhältnis von Bruchgeschwindigkeit zur Umfangsgeschwindigkeit der Filmtrommel.

Eine optisch-elektrische Variante dieses Registrierverfahrens ist die folgende (Döll (1967)): Die nach einer der erwähnten Methoden sichtbar gemachte Bruchspitze wird auf eine durchsichtige Scheibe mit einem Strichgitter abgebildet. Das durchgelassene Licht wird von einer Fotozelle aufgefangen. Dann ist die Frequenz des erzeugten Fotowechselstroms, den man mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillografen registrieren kann, ein Maß für die Bruchgeschwindigkeit.

Eine unmittelbar elektrische Registrierung eines Bruchverlaufs ist folgendermaßen möglich (z.B. Lundborg und Johansson (1952)). Auf der Bruchprobe bringt man senkrecht zur erwarteten Bruchrichtung eine Anzahl von Leitlackstreifen an oder dampft Metallstreifen auf, z.B. aus Aluminium. Bei fortschreitendem Bruch werden dann die Leitstreifen nacheinander zerrissen. Die dadurch bedingten sprungartigen Änderungen des elektrischen Widerstandes des gesamten Streifensystems werden registriert und erlauben damit die Bestimmung der mittleren Bruchgeschwindigkeiten zwischen zwei Leitstreifen. Eine wichtige experimentelle Voraussetzung ist, daß jeder Streifen genau zu dem Zeitpunkt reißt, in dem der Bruch die unter dem Streifen liegende Stelle der Bruchprobe passiert. - Bei der Auswertung derartiger Versuche ist im übrigen darauf zu achten, daß mit diesem Verfahren die Bruchgeschwindigkeit  $v_{b,0}$  an der Oberfläche der Probe, d.h. die auf die Oberfläche bezogene Spurgeschwindigkeit der Rißfront gemessen wird. Diese kann wesentlich größer sein als die eigentliche Bruchgeschwindigkeit senkrecht zur jeweiligen Rißfront (vergl. Bild 2), wenn die Bruchfront einen kleinen Winkel  $\delta$  mit der Oberfläche bildet.

## 2. Untersuchung von Bruchvorgängen mit Hilfe der Wellen-Fraktografie

Im Bereich überkritischer Bruchgeschwindigkeiten ( $> 1$  m/s) hat sich ein Verfahren (Kerkhof (1952, 1967, 1970, 1972)) bewährt, das auf der Modulation der Bruchfläche durch elastische Wellen, insbesondere durch Ultraschallwellen beruht: bei geeigneter Bestrahlung mit Ultraschall eines sich ausbreitenden Risses lassen sich in der Rißfläche bleibende Markierungslinien erzeugen, deren Abstand ein Maß für die Bruchgeschwindigkeit ist. Zum Verständnis dieser Methode ist eine Zwischenbemerkung über die

### 2.1 Richtung der Bruchausbreitung

bei sich ändernder Hauptspannungsrichtung notwendig.

Lange Zeit begnügte man sich mit dem "Normalspannungsgesetz" als Postulat, daß sich nämlich ein spröder Bruch stets senkrecht zur äußeren maximalen Hauptspannung fortpflanzt. Betrachtet man jedoch das mikroskopische Spannungsnahfeld, in dem die eigentliche Rißerweiterung stattfindet, so gilt dieses Normalspannungsgesetz für den ersten differentiellen Rißfortschritt nicht. Das Ergebnis entsprechender elasto-mechanischer Analysen ist je nach zugrundegelegter Modellvorstellung verschieden.

Die Diskussion der Randspannung an einem extrem schlanken elliptischen Loch als Modell eines Risses ergibt nach Kerkhof (1958, 1962) und McClintock (1962), daß bei Änderung der Richtung der äußeren maximalen Hauptspannung die Ablenkung der Rißrichtung anfänglich kleiner ist, als nach dem Normalspannungsgesetz zu erwarten wäre.

Die Untersuchung des Spannungsnahfeldes unter Benutzung der Formeln der linearelastischen Bruchmechanik von Wieghardt (1907) bzw. Sneddon (1946) durch Erdogan und Sih (1963) hatte das in Bild 3 skizzierte Ergebnis: Wenn sich die Richtung der äußeren Zugspannung  $\sigma_0$ , die an einer Platte mit dem Innenriß der Länge  $2a$  senkrecht zu diesem

angreift, um den kleinen Winkel  $\vartheta$  in die Richtung von  $\sigma_1$  gedreht wird, so bildet die Richtung der anfänglichen Rißverlängerung mit der Rißachse den Winkel

$$\gamma = -2 \frac{K_{II}}{K_I}, \quad (1)$$

wobei  $K_I$  und  $K_{II}$  die Spannungsintensitätsfaktoren für die entsprechenden Rißbeanspruchungsarten I und II sind.

Für einen Innenriß der Länge  $2a$  in einer relativ zu diesem großen Platte sind  $K_I = \sigma_1 \cos^2 \vartheta \sqrt{\pi a}$ ,  $K_{II} = \sigma_1 \sin \vartheta \cos \vartheta \sqrt{\pi a}$ , und der Winkel  $\gamma$  wird daher

$$\gamma = -2 \operatorname{tg} \vartheta \approx -2 \vartheta. \quad (2)$$

Erst später nimmt der sich erweiternde Riß die zu  $\sigma_1$  senkrechte Richtung ein, wie experimentelle Modelluntersuchungen an Rissen in PMMA (Plexiglas) durch Erdogan und Sih (1963) und an Rissen in Tafelglas durch Richter (1972) bestätigt haben.

Neuere theoretische Untersuchungen dieser Frage von Palamisyamy und Knauss (1972) und Sih (1972) haben für kleine Winkel  $\vartheta$  zu dem gleichen Resultat geführt.

Unter der Voraussetzung des Ablenkgesetzes (1) für die differentielle Rißverlängerung ist eine theoretische Analyse der Bruchflächenmodulation durch elastische Stoßwellen bzw. Impulse und kontinuierliche Wellen möglich (vgl. hierzu Kerkhof (1972)). Die wichtigsten Ergebnisse dieser analytischen und der dazugehörigen experimentellen Untersuchungen werden nachfolgend zusammengestellt.

### 2.2 Bruchlenkung durch Stoßwellen

Eine Glasplatte stehe wiederum unter der äußeren Zugspannung  $\sigma_0$  senkrecht zu einem Innenriß, der die Länge  $2a$  ( $\ll$  Plattenbreite) erreicht hat; die rechte Rißspitze habe den Punkt O erreicht. Der sich nach rechts ausbreitende Riß werde durch einen Druckstoß  $\sigma_z = -p$  ( $p > 0$ ),  $\sigma_y = -\frac{\nu}{1-\nu} p$  ( $\nu$  = Poissonzahl) in Richtung der positiven  $\xi$ -Achse überholt (s. Bild 4).

Dann erhält man für die Spannungsintensitätsfaktoren:

$$K_I = \left[ \sigma_0 - C_I \left( 1 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cos^2 \alpha \right) \rho \right] \sqrt{\pi a} \quad (3)$$

$$K_{II} = C_{II} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \sin \alpha \cos \alpha \rho \sqrt{\pi a} \quad (4)$$

$C_I$  bzw.  $C_{II}$  sind relative dynamische K-Faktoren für die Mode I - bzw. Mode II - Anteile des Druckstoßes; für die Überlagerung einer statischen Druckspannung  $-p$  in  $\xi$ -Richtung wäre  $C_I = C_{II} = 1$ .

Setzt man die Ausdrücke  $K_I$  nach Gl.(3) und  $K_{II}$  nach Gl.(4) in Gl.(1) ein, so erhält man für schwache Stöße ( $p/\sigma_0 \ll 1$ ):

$$\gamma = -\frac{1-2\nu}{1-\nu} \sin 2\alpha \frac{C_{II}}{C_I} \frac{p}{\sigma_0} \quad (5)$$

Aus dieser Gleichung (5), die außer  $C_{II}$  nur meßbare bzw. bekannte Größen enthält, kann prinzipiell der auf den Mode-II-Anteil des Druckstoßes bezogene relative dynamische Spannungsfaktor  $C_{II}$  bestimmt werden. Die diesbezüglichen bisherigen experimentellen Untersuchungen mit Hilfe von Drahtexplosionen (Kerkhof (1965)) hatten wegen der Schwierigkeit, die Stoßamplitude  $p$  genau zu messen, nur qualitativen Charakter: sie zeigten, daß  $C_{II}$  für eine mit dem Riß laufende Impulswelle ( $0 < \alpha < \pi/2$ ) erwartungsgemäß größer als bei gegenläufiger Impulswelle ( $\pi/2 < \alpha < \pi$ ) ist. Die Versuche bestätigten ferner, daß dem Vorzeichen (-) in Gleichung (5) entsprechend ein Riß stets zur Fortpflanzungsrichtung des Druckimpulses hin abgelenkt wird, und daß die Abhängigkeit des Ablenkwinkels  $\gamma$  vom Einfallswinkel  $\alpha$  ungefähr richtig ist.

Bild 6 zeigt als Beispiel die Bruchoberfläche einer Spiegelglasplatte nach Modulation durch die Impulswellen, die von einer Drahtexplosion ausgegangen sind.

Ähnliche Überlegungen und experimentelle Untersuchungen lassen sich auch für die Bruchlenkung durch Zug- und Schub-Stoßwellen oder -Impulse sowie für kontinuierliche elastische Wellen durchführen, die alle zu dem Schluß führen, daß man aus derartigen gezielten Versuchen Aussagen über Sprödbreucheigenschaften bei bestimmten dynamischen Belastungen gewinnen kann.

### 2.3 Bruchzeichnung durch kontinuierliche Ultraschallwellen

Durch die Anwendung kontinuierlicher Ultraschallwellen zur Bruchflächenmodulation gewinnt man eine einfache Methode, die Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  in der ganzen Bruchfläche, d.h. also auch bei einer komplexen dreidimensionalen Rißbildung zu bestimmen.

Eine theoretische Analyse der Bruchflächenmodulation durch kontinuierliche longitudinale und transversale Ultraschallwellen, die analog zu jener für die Bruchlenkung durch einen Druckstoß im vorigen Abschnitt durchgeführt werden kann, führt zu den folgenden wesentlichen Ergebnissen (Kerkhof (1967, 1970, 1972)):

Bei Beschallung eines sich unter der äußeren statischen Zugspannung  $\sigma_0$  ausbreitenden Risses mit longitudinalen bzw. transversalen Ultraschallwellen der Schallwechselspannungsamplituden  $\sigma_e$  bzw.  $\sigma_t$  (jeweils  $\ll \sigma_0$ ) in Richtung  $\alpha$  bzw.  $\beta$  (Bezeichnungen s. Bild 4) ist theoretisch in praktisch ausreichender Näherung für die Profilkurven  $y(x)$  zu erwarten:

$$y_e = 2 C_{II,e} \frac{\sigma_e \sin \alpha}{\rho \sigma_0} \frac{\cos(k_e - k_e \cos \alpha)x}{k_e - k_e \cos \alpha} \quad (6a)$$

$$y_t = 2 C_{II,t} \frac{\sigma_t \cos 2\beta}{\rho \sigma_0} \frac{\cos(k_t - k_t \cos \beta)x}{k_t - k_t \cos \beta} \quad (6b)$$

Hierin bedeuten  $C_{II,e}$ ,  $C_{II,t}$ : relative dynamische Spannungsfaktoren analog zu  $C_{II}$   
 $k_e = 2\pi/\lambda_e$ ,  $k_t = 2\pi/\lambda_t$ : die üblichen Wellenzahlen  
 $k_b = 2\pi n/v_b$ : die "Ultraschall-Bruchzahl" analog zu den Wellenzahlen ( $n$ : Ultraschallfrequenz)

Bei beiden Beschallungsarten ist also eine sinusförmige Profilkurve der modulierten Rißfläche zu erwarten (Bild 8), deren Wellenlänge gegeben ist durch

$$\lambda_B = 2\pi / [k_t - k_{zt} \cos(\alpha, \beta)] \quad (7)$$

Hieraus folgt

$$v_B = \frac{1}{1/n\lambda_B + \cos\alpha/v_t} \quad \text{bzw.} \quad v_B = \frac{1}{1/n\lambda_B + \cos\beta/v_t} \quad (8)$$

Nur wenn  $\alpha, \beta = \pm \pi/2$ , erhält man aus Gl.(8):

$$v_B = \lambda_B \cdot n \quad (9)$$

Im Fall  $\alpha = \pm \pi/2$  ist aber nach Gl.(6a)  $\gamma_e \equiv 0$ .

Daher erhält man eine optimale Modulation einer Bruchfläche, aus der die Bruchgeschwindigkeit nach der einfachen Gl.(9) ermittelt werden kann, bei Beschallung mit transversalen Wellen senkrecht zur Rißrichtung ( $\beta = \pm \pi/2$ ) - vergl. Bild 5

Für einen sich langsam ausbreitenden Riß ( $v_B \ll v_{zt}$  bzw.  $k_B \gg k_{zt}$ ) können die Terme  $k_{zt} \cos\alpha$  bzw.  $k_{zt} \cos\beta$  in Gl.(6a bzw. b) vernachlässigt werden: dann gilt die einfache Gl.(9) für beide Wellenarten. - Die Bilder 7-11,15 zeigen Beispiele ultraschallmodulierter Bruchflächen.

Die in diesem Abschnitt erörterten Bruchflächenmarkierungen können auch betrachtet werden als eine "Abbildung" elastischer Wellenvorgänge in die Bruchfläche. In diesem Sinne bildet die "Frakto"grafie ein Analogon zur "Foto"grafie: während bei der Fotografie das Licht der Vermittler der Abbildung ist, spielt bei der Fraktografie der Bruchprozeß die entsprechende Rolle. An Stelle der Fotoplatte bildet die modulierte Bruchfläche das bleibende Dokument der mechanischen Wellenvorgänge, die sich während des Bruchverlaufs im brechenden Körper abgespielt haben. Bei den in Gläsern erreichbaren hohen Bruchgeschwindigkeiten (in der Größenordnung von 1000 m/s), hat diese fraktografische Abbildung ein sehr hohes "Auflösungsvermögen", d.h. es besteht die Möglichkeit der Erfassung sehr kurzer Impulse und hochfrequenter Ultraschallschwingungen.

### 3. Neuere Meßergebnisse

Eine Übersicht über die vorliegenden jüngeren Messungen der Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  in Abhängigkeit vom Spannungsfaktor  $K_I$  beim einachsigen quasistatischen Zugversuch an Tafel-, Spiegel- oder ähnlichem Glas gibt Bild 12. In diesem sind die Meßergebnisse verschiedener Autoren für den gesamten Geschwindigkeitsbereich  $10^{-6} \text{ cm/s} < v_b < 1 \text{ km/s}$  durch zwei Kurven schematisch dargestellt. Die durchgezogene Kurve repräsentiert die Messungen in feuchter Luft, die gestrichelte jene im Vakuum bzw. in trockener Luft.

Außer der im Bild 12 angedeuteten Abhängigkeit der Bruchgeschwindigkeitskurven von der Feuchtigkeit und von der Temperatur besteht eine solche von der Belastungsgeschwindigkeit und der chemischen Zusammensetzung des Glases wie auch des umgebenden Mediums (s.unten).

#### 3.1 Die Bruchgeschwindigkeit im unterkritischen Bereich

Der technisch unmittelbar wichtigste Bereich der Bruchgeschwindigkeit ist der sog. "unterkritische" oder "thermische" Anfangsbereich mit  $v_b < \text{ca. } 0,1 \text{ mm}$ , der auch als der Bereich mit  $K_I$ -Werten  $< \text{ca. } K_{IC}$  definiert werden kann. Dieser Bereich ist derjenige, der das eigentliche Festigkeitsverhalten aus bruchmechanischer Perspektive charakterisiert.

Die in der schematischen Darstellung dieses Bruchgeschwindigkeitsbereiches in Bild 12 berücksichtigten Messungen stammen von Irwin (1966), Wiederhorn (1967, 1969), insbesondere von Schönert, Umhauer und Klemm (1969), Wiederhorn und Bolz (1970) und sind aus einfachen Zugversuchen oder nach der Doppelbalkenbiegemethode (double cantilever beam method) gewonnen worden.

Die in Bild 12 dargestellte durchgezogene Kurve der Bruchgeschwindigkeit zeigt, daß sie sich mit zunehmendem Einfluß von Temperatur und Feuchtigkeit - verglichen mit der im Vakuum gemessenen Kurve - zu höheren Bruchgeschwindigkeitswerten hin verschiebt; dabei kann sich bei mittleren

Feuchtigkeiten teilweise ein fast horizontaler Kurvenverlauf ergeben. Erklärbar ist dieser dadurch, daß hier die angelieferte spezifische Bruchenergie oder Energiefreisetzungsrates  $G_I$  allein nicht ausreicht, um einen Riß voranzutreiben, daß hierfür vielmehr die Mithilfe der (temperaturabhängigen) korrosiven Wirkung des Wassers notwendig ist. Diese wird ihrerseits mit zunehmender Rißfortschritts-geschwindigkeit notwendigerweise abnehmen müssen - weil die mit den Alkali-Ionen des Glases reaktionsfähigen Wassermolekel der Rißspitze nicht mehr folgen können: es spielt sich eine fast gleichbleibende Bruchgeschwindigkeit und damit ein nahezu horizontales Kurvenplateau ein.

Der Einfluß des pH-Wertes verschiedener Säuren, Laugen und neutraler Lösungen auf den ersten Kurvenanstieg im Geschwindigkeitsbereich  $10^{-8} \text{ cm/s} < v_b < 10^{-2} \text{ cm/s}$  ist in jüngster Zeit

von Wiederhorn und Johnson (1972) für Kieselglas, Boro- und Soda-Kalk-Silicatglas nach der Doppelbalkenbiegemethode untersucht worden.

Aus derartigen bruchmechanischen Messungen läßt sich die Zeitabhängigkeit der Festigkeit  $t(\sigma_0)$  leicht berechnen (Evans (1972)). Nehmen wir zur Vereinfachung der Darstellung an, daß in der bekannten Gleichung für die Rißlänge  $a$  unter der äußeren Zugspannung  $\sigma_0$ :

$$a = \left( \frac{K_I}{\sigma_0 f} \right)^2 \quad (10)$$

der die geometrischen Probenverhältnisse berücksichtigende Korrekturfaktor  $f$  während des Bruchgeschehens konstant ist, so läßt sich die Gleichung  $dt = da/v$  integrieren:

$$t = \frac{2}{(\sigma_0 f)^2} \int_{K_I(a_1)}^{K_{Ic}} \left( \frac{K_I}{v} \right) dK_I \quad (11)$$

Dabei ist  $K_{I(a_1)}$  der zu einem Anfangsriß der Länge  $a_1$  gehörende  $K_I$ -Wert  $\approx K_{Isc}$ .

### 3.2 Die Bruchgeschwindigkeit am Anfang des überkritischen Bereiches

Will man zur Charakterisierung des Bruchverhaltens von Gläsern auf die Angabe vielparametrischer Kurvenscharen verzichten, so sprechen die bisherigen Erfahrungen dafür, charakteristische  $K$ -Werte für eine bestimmte Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  anzugeben, die etwa beim Schnittpunkt der beiden Kurven im Bild 12 liegt. Hierzu eignet sich die Methode der Ultraschallfraktografie; denn die in geeigneter Weise (s. Abschnitt 2.3) beschallten Bruchflächen zeigen für den Beginn der überkritischen Bruchphase eine deutliche Häufungsstelle (Bild 7) der Ultraschall-Linien, aus der mit großer Genauigkeit das Ende einer kritischen Rißlänge  $a_0$  und damit ein zugehöriger kritischer Spannungsfaktor  $K_{I0}$  bestimmt werden können.

Nach Linger und Holloway (1968) lassen sich auch mit der Doppelbalkenbiegemethode und direkter Beobachtung für den Beginn der instabilen überkritischen Phase recht genaue, reproduzierbare  $K_I$  - bzw.  $G_I$ - Werte erhalten.

Kerkhof und Richter (1968, 1969) haben die Abhängigkeit des mit Hilfe der Ultraschallmethode bestimmten  $G_{I0}$  und  $K_{I0}$ -Werte von der Feuchtigkeit für Spiegelglas gemessen, die einen interessanten Gang dieser Werte, nämlich zunächst einen Abfall und dann einen Anstieg mit der Luftfeuchtigkeit, zeigen (s. Tabelle 2).

Zugleich gibt diese Tabelle 2 eine Vorstellung von der mit der Ultraschallfraktografie erreichbaren Genauigkeit.

Nach derselben Methode wurden die kritischen bruchmechanischen Kennwerte für 16 verschiedene optische Gläser der Fa. Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, in trockener Luft gemessen. Danach besteht näherungsweise ein Zusammenhang von  $G_{I0}$  mit der freien spezifischen Oberflächenenergie  $\alpha_{Tg}$  beim Transformationspunkt:

$$G_{I0} \approx 20 \cdot 2 \alpha_{Tg} \quad (12)$$

Tabelle 2

Kritische spezifische Bruchenergien  $G_{Io}$  und zugehörige Spannungskonzentrationsfaktoren  $K_{Io}$  von Spiegelglas bei verschiedenen relativen Luftfechtigkeiten

| relative Luftfeuchtigkeit in % | $G_{Io}$ in erg/cm <sup>2</sup> | $K_{Io}$ in dyn/cm <sup>3/2</sup> | Variationskoeffizient von $K_{Io}$ in % |
|--------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|---|
| etwa 5                         | 8570                            | $7,98 \cdot 10^7$                 | 5                                       |
| 15                             | 6600                            | 7,00                              | 7                                       |
| 25                             | 6800                            | 7,11                              | 11                                      |
| 42                             | 5830                            | 6,58                              | 5                                       |
| 43                             | 6820                            | 7,12                              | 5                                       |
| 46                             | 7360                            | 7,39                              | 4                                       |
| 48                             | 7140                            | 7,23                              | 3                                       |
| 48-49                          | 9120                            | 8,22                              | 11                                      |
| 49                             | 8500                            | 7,95                              | 8                                       |
| 55                             | 8830                            | 8,09                              | 8                                       |
| 60                             | 9020                            | 8,19                              | 4                                       |
| 74                             | 9730                            | 8,50                              | 8                                       |
| 78                             | 10860                           | 8,95                              | 6                                       |
| 95                             | 11700                           | 9,32                              | 11                                      |

$$(100 \text{ dyn/cm}^{3/2} = 1 \text{ N/m}^{3/2} = 1,0197 \cdot 10^{-4} \text{ kp/cm}^{3/2})$$

### 3.3 Die Bruchgeschwindigkeit im überkritischen Bereich

Eigenartigerweise wirkt der Einfluß der Feuchtigkeit auf den Bruchbeginn auch bei den hohen Bruchgeschwindigkeiten noch nach, die an sich so hoch sind, daß das Wasser der Bruchspitze kaum zu folgen oder gar mit dem Glase zu reagieren vermag: mit höheren Luftfechtigkeiten verschieben sich die Kurven in dem im Bild 12 angedeuteten Sinne (Kerkhof und Richter (1969b), Kerkhof (1970)).

PL IX-131

Diesem die Bruchgeschwindigkeit vermindern den Einfluß des Wassers hatte bereits Smekal (1940, 1950) bei dem optischen Glas BK 7 durch Ermittlung des Bruchgeschwindigkeitsverlaufs aus Wallner (1939)-Linien gefunden.

Mit weiter zunehmenden  $K_I$ -Werten nähert sich die Bruchgeschwindigkeit asymptotisch einer oberen Grenze  $v_{b,max}$ , wie erstmals von Schardin und Struth (1937, 1938) mit Hilfe der Funkenkinematografie beobachtet und gemessen wurde. Spätere Versuche (vergl. vor allem Schardin, Mücke, Struth (1954) und Schardin (1959) und die Monographie von Kerkhof (1970)) nach der funkenkinematografischen und ultraschallfraktografischen Methode zeigten, daß für jedes Glas in Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung eine solche charakteristische Bruchhöchstgeschwindigkeit existiert, die mit einem Variationskoeffizienten von 1-3 % bestimmbar ist.

Die Bruchhöchstgeschwindigkeiten für die bisher untersuchten 42 überwiegend optischen Gläser mit Dichten zwischen 5,99 und  $2,20 \text{ g/cm}^3$  liegen zwischen 700 und 2160 m/s.

Nach Kerkhof (1964, 1970) läßt sich die Bruchhöchstgeschwindigkeit  $v_{b,max}$  aus der folgenden Gleichung theoretisch mit einer Genauigkeit von etwa  $\pm 10$  % ermitteln:

$$v_{b,max} = 2 \sqrt{\frac{\alpha}{\rho \bar{v}}} \quad (13)$$

Hierin bedeuten

$\alpha$ : spezifische Oberflächenenergie, von der Transformations-temperatur her extrapoliert,

$\rho$ : Dichte,

$\bar{v}$ : mittlerer Ionenabstand.

Die Herleitung der Gleichung (13) basiert auf der Annahme, daß ein Reißfortschritt bei höheren Geschwindigkeiten in dem Zusammenschluß von Sekundärrissen vor dem primären Reiß besteht. Dieser wird kritisch, wenn die Bruchgeschwindigkeit gleich der größtmöglichen Teilchengeschwindigkeit wird.

Eine Voraussetzung dafür ist, daß auch bei hohen Bruchgeschwindigkeiten die Spannungsverteilung vor einem Reiß etwa

PL IX-131

den Wieghardt-Sneddonschen Formeln genügt, nach denen die für die Sekundärrißbildung verantwortlichen maximalen Hauptspannungen vor einer Rißspitze nicht in der Ebene des Primärrisses liegen - was im übrigen zur Bruchrauigkeit und Bruchgabelung nach Erreichen der Bruchhöchstgeschwindigkeit führt (vergl. die Bilder 12 und 1,14,15,16 ).

Daß Rumpf und Schönert (1972) bei Druckversuchen an 16 mm- Glaskugeln um ca. 20% größere Bruchhöchstgeschwindigkeiten als im üblichen Zugversuch feststellten, könnte an der bei diesen Versuchen andersartigen Spannungsverteilung vor den laufenden Rissen liegen.

Die etwa beim Erreichen von  $v_{b,max}$  auftretende Bruchrauigkeit begrenzt den sog. Bruchspiegel (Bild 14), für dessen Grenze ebenfalls ein charakteristischer Spannungsfaktor  $K_{sp}$  gilt - woraus die sog. Bruchspiegelrelation

$$\sigma_o \sqrt{a_{sp}} = const. \quad (14)$$

folgt. Die Konstante kann für ein bestimmtes Glas auf 5-8 % genau ermittelt werden.

Nach Messungen an 16 verschiedenen Gläsern ist die zugehörige Energiefreisetzungsrate  $G_{sp} \approx 7 G_{Io}$ .

Wie genau auch ein Gabelungswert  $K_G$  bestimmt werden kann, ist noch eine offene Frage; es ist etwa  $G_G \approx 15 \dots 20 G_{Io}$ .

Es sei noch bemerkt, daß nach theoretischen und experimentellen Untersuchungen von Kalthoff (1971, 1972) der primäre Gabelungswinkel in Randnähe  $30^\circ$  beträgt.

Wie oben schon angedeutet, hängt der Verlauf der Bruchgeschwindigkeit im überkritischen Bereich auch von der Belastungsgeschwindigkeit ab. Die Ergebnisse für Bruchgeschwindigkeitsmessungen nach der Ultraschallmethode für quasistatische und dynamische Zerreißversuche an Spiegelglasplatten (200x50x4 mm<sup>3</sup>) mit Hilfe eines Fallgewichts durch Weigel (1972) sind in Bild 13 eingetragen. Die mittlere Belastungsgeschwindigkeit betrug 300 kp/cm<sup>2</sup>. ms.

Zum Vergleich sind die nach Berry (1960) berechneten theoretischen Kurven nach der Gleichung

$$v_{b,th} = v_{b,max} \sqrt{\left(1 - \frac{a_c}{a}\right) \left[1 - \left(\frac{2}{q^2} - 1\right) \frac{a_p}{a}\right]} \quad (15)$$

ebenfalls in das Bild 13 eingetragen. In Gleichung (15) wurde für  $v_{b,max}$  der experimentell bestimmte Wert 1520 m/s benutzt und für

$$q = \frac{\sigma_{o,dyn}}{\sigma_{o,stat}} \approx \frac{K_{o,dyn}}{K_{o,stat}} = 1,6.$$

Die gebotene Kürze dieses Übersichtsreferats erlaubt nur, in Stichworten darauf hinzuweisen, daß innere und durch sekundäre Einflüsse induzierte Spannungen die effektiv wirksamen K-Werte verändern und damit die Bruchvorgänge wesentlich beeinflussen können. Von diesen Spannungen seien wenigstens erwähnt:

- a) die durch thermische und dynamische Vorbehandlung erzeugten inneren Spannungen (s. Bild 15 und 16 u. vergl. Fayet, Guillemet u. Acloque (1968))
- b) die thermisch induzierten elastischen Spannungen (s. Blauel (1970) und Blauel u. Kerkhof (1971))
- c) die durch plastische Verformung und Verdichtung induzierten elastischen Spannungen, die im wesentlichen erst bei Entlastung kritisch werden und Bruchvorgänge auslösen können (s. Peter (1964), Faulhaber (1966), Ernsberger (1968), Rumpf und Schönert (1972)).

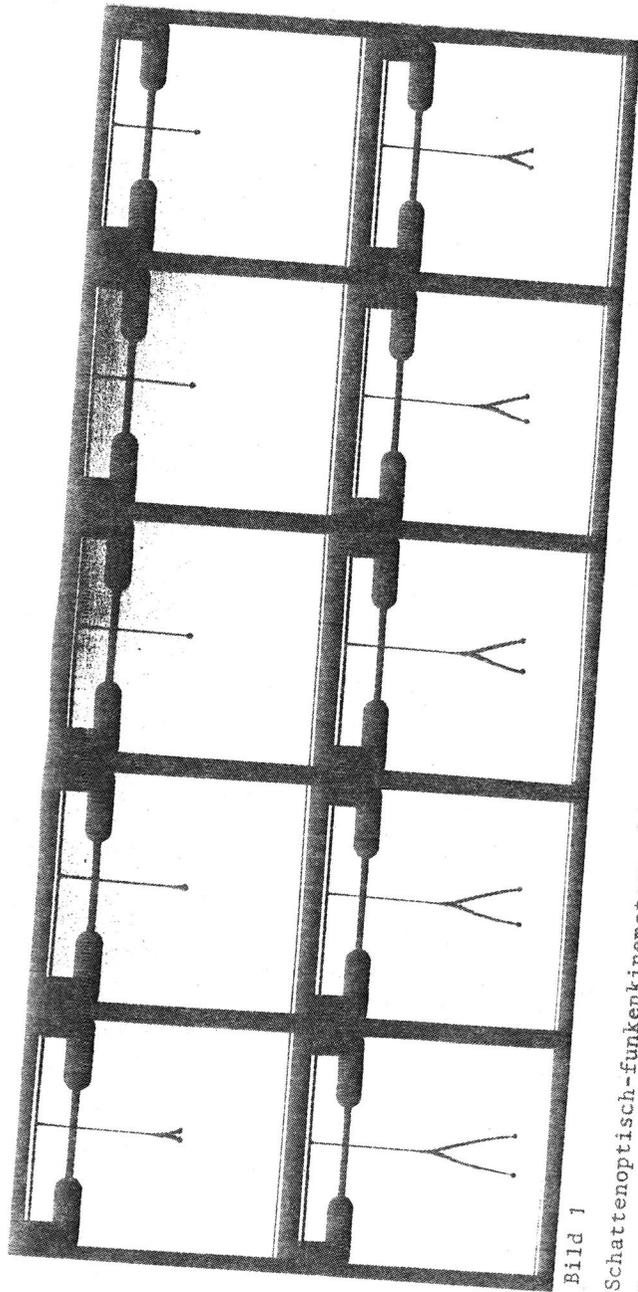


Bild 1

Schattenoptisch-funkenkinematographische Aufnahmen von der Rißausbreitung mit einfacher Gabelung in einer Spiegelglasplatte (300x100x9 mm<sup>3</sup>). Zuglast 310 kp, Bildfolgezeit 4  $\mu$ s, Bildbreite  $\hat{=}$  Plattenbreite

PL IX-131

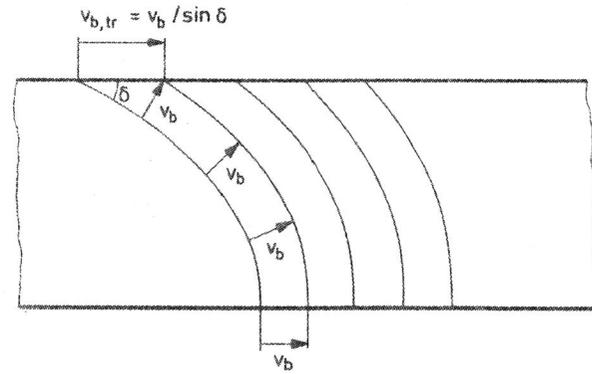


Bild 2

Zur Definition der Spur- oder Oberflächen-Bruchgeschwindigkeit  $v_{b,0}$

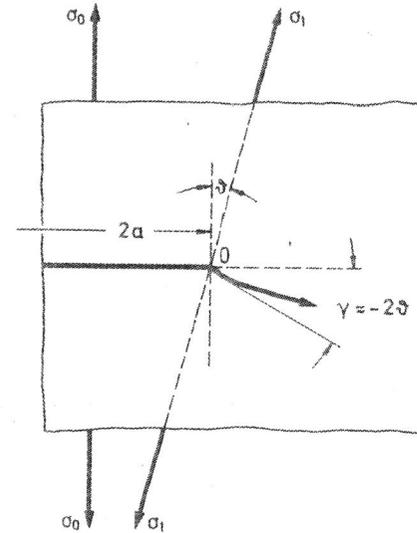


Bild 3

Bruchablenkung  $\gamma$  bei Änderung der Richtung der äußeren Zugspannung  $\sigma_0$  um den Winkel  $\delta$  nach  $\sigma_1$

PL IX-131

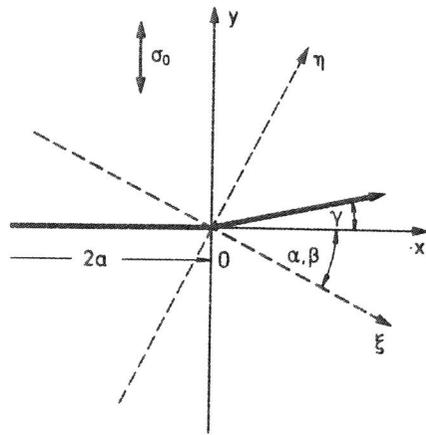


Bild 4  
Koordinaten zu den analytischen Betrachtungen der Bruchflächenmodulation durch elastische Wellen;  $\sigma_0$ : äußere, statische Zugspannung;  $x$ : ursprüngliche Bruchrichtung;  $\xi$ : Wellen-Ausbreitungsrichtung;  $2a$ : Rißlänge;  $\gamma$ : Ablenkwinkel

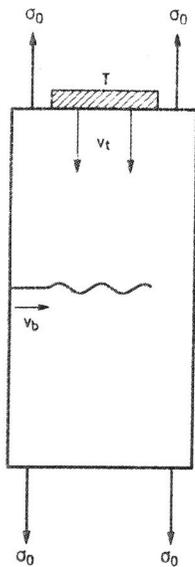


Bild 5  
Prinzip der Bruchmodulation durch Transversalwellen  
 $\sigma_0$ : äußere statische Zerreißspannung  
 $v_b$ : Ausbreitungsrichtung des Risses, der von einer vorgegebenen kleinen Kerbe am linken Plattenrand ausgeht  
T : auf die Glasplatte aufgekitteter Transversal-schwinger

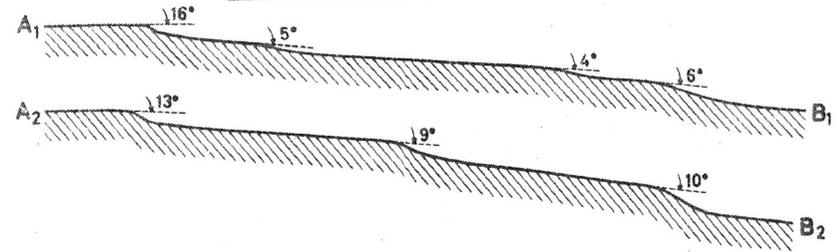
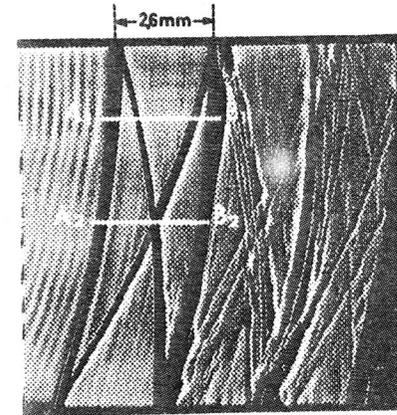


Bild 6  
Oben: Auflichtaufnahme eines Teils einer mit Ultraschall- und Impulswellen modulierten Bruchfläche einer Spiegelglasplatte der Dicke 9,1 mm ( $\cong$  Bildhöhe). Einfallswinkel  $\alpha = 210^\circ$  (entsprechend der Definition in Bild 4). Links Modulation durch Ultraschall der Frequenz 5,04 MHz. Die sich kreuzenden Linien sind die Spuren der durch den ersten Druckimpuls (mit der links an die Ultraschall-Linien angrenzenden Spur) gezogenen Schubwellen.  
Unten: getastete Profile der Bruchfläche (2:1 überhöht) entlang der oben eingezeichneten Strecken  $A_1B_1$  und  $A_2B_2$  mit eingetragenen Winkeln  $|\gamma|$

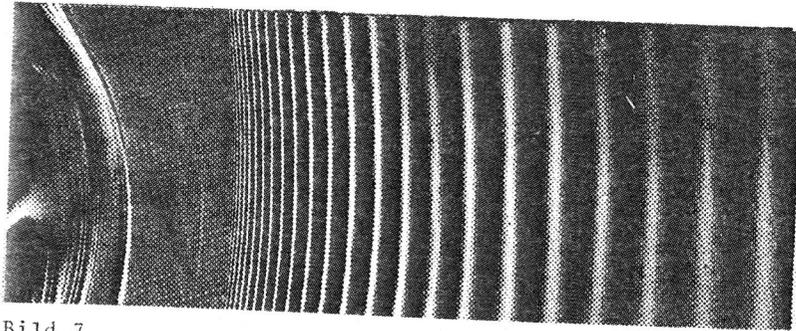


Bild 7  
 Ultraschallmodulierte Bruchfläche einer Spiegelglasplatte (18x30x4 mm<sup>3</sup>) zeigt wachsende Bruchgeschwindigkeit am Beginn der überkritischen Bruchphase. Ultraschallfrequenz : 1,0 MHz.  
 Bildhöhe  $\hat{=}$  Plattendicke

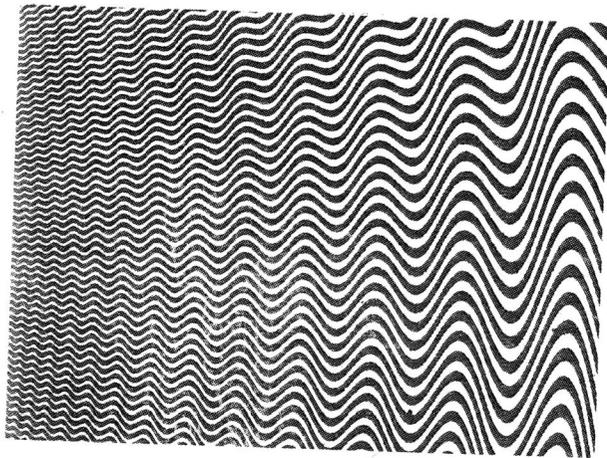


Bild 8  
 Interferenzmikroskopisches Auflichtbild einer ultraschallmodulierten Glasbruchfläche vom Beginn der überkritischen Bruchphase. Ultraschallfrequenz: 0,92 MHz.  
 Lichtwellenlänge 540 nm  
 Höhe des Bildausschnittes  $\hat{=}$  0,4 mm  
 PL IX-131

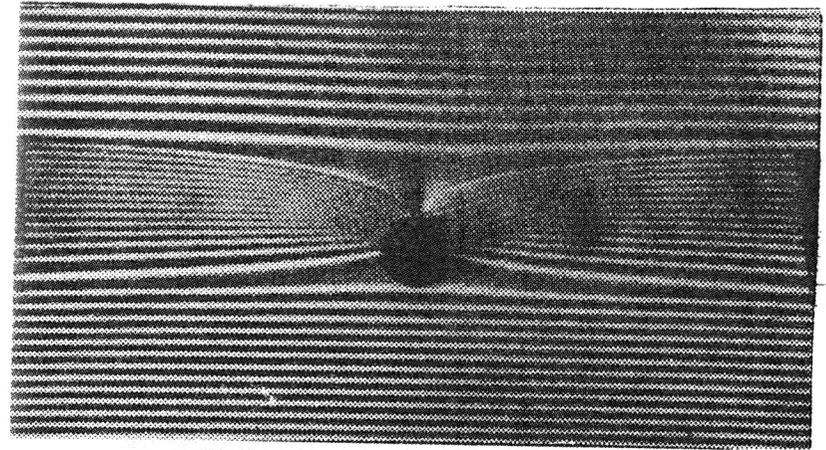


Bild 9  
 Ultraschallmodulierte Bruchfläche in der Umgebung einer Kapillare senkrecht zur Bruchfläche (Ausschnittaufnahme). Rundstab aus AR-Glas. Durchmesser 15 mm, Ultraschallfrequenz 5,38 MHz, Durchmesser der Kapillare 0,065 mm. Bruchrichtung von unten nach oben. Mittlere Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  im Bildbereich  $\approx$  60 m/s, mittlere Bruchgeschwindigkeit am Rand der Kapillare Anfang bis Mitte  $\approx$  150 m/s, Mitte bis Wiedervereinigung der Bruchfronten  $\approx$  20 m/s (Kerkhof u. Sommer (1964))

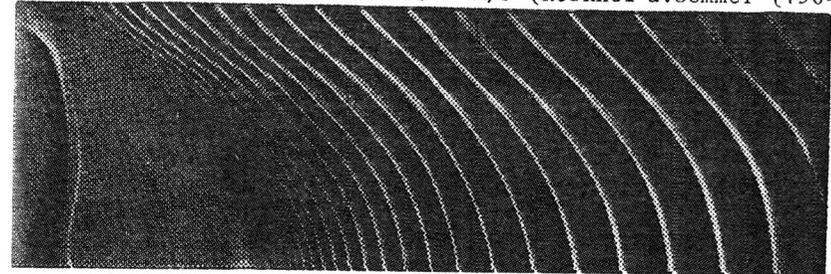


Bild 10  
 Ultraschallmodulierte Bruchfläche einer Spiegelglasplatte mit Spur- oder Oberflächenbruchgeschwindigkeit  $v_{b,0} > v_b$  am oberen Bildrand (Vergl. Bild 2). Ultraschallfrequenz: 1 MHz  
 Bildhöhe  $\hat{=}$  Plattendicke (4 mm)

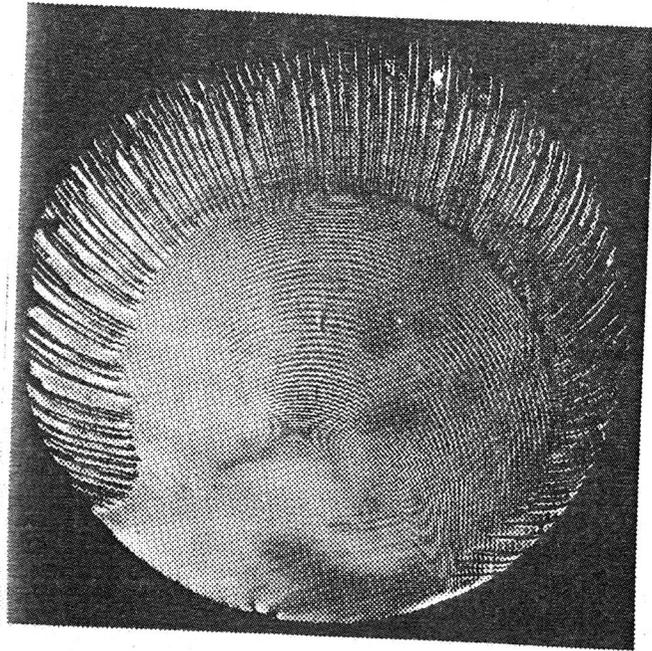


Bild 11  
 Bruchfläche eines Rundstabes mit Lanzettbrüchen und den dazu senkrechten Ultraschall-Linien.  
 Rundstab aus AR-Glas, Durchmesser  $2R = 15$  mm,  
 Ultraschallfrequenz 5,15 MHz  
 (Sommer (1966))

PL IX-131

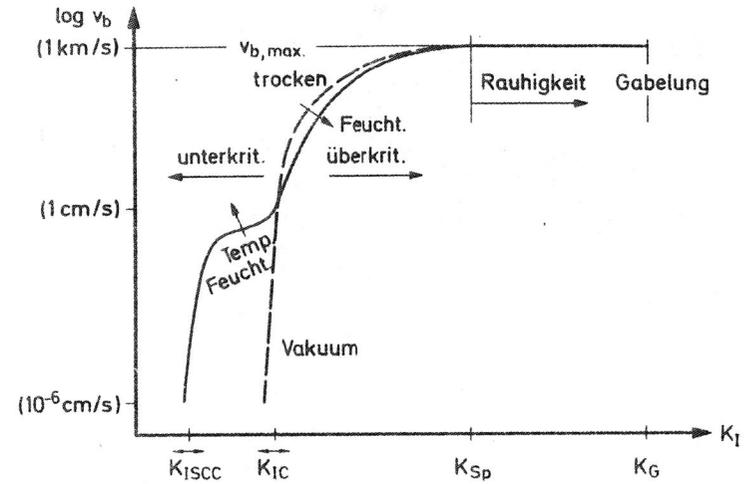


Bild 12  
 Schematische Übersicht über die Abhängigkeit der Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  vom Spannungsfaktor  $K_I$  beim einachsigen quasistatischen Zugversuch an Tafel- oder Spiegelglas

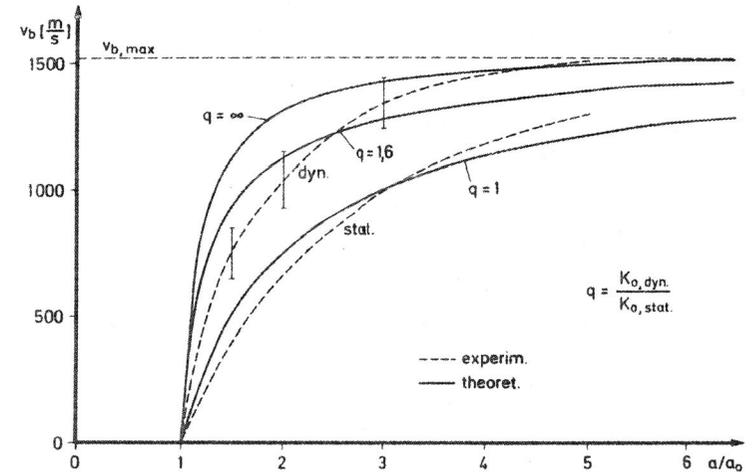


Bild 13  
 Bruchgeschwindigkeit  $v_b$  als Funktion der relativen Rißlänge  $a/a_0$  für statische und dynamische Belastung. Theoretische Kurven berechnet nach Gl.(15)

PL IX-131

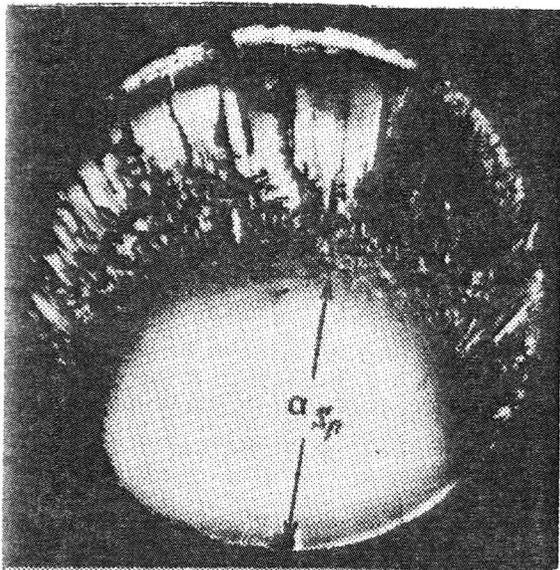


Bild 14  
Bruchfläche eines  
Rundstabes mit Bruch-  
spiegel, Rauigkeits-,  
Furchungs-, bzw. Ga-  
belungsbereichen.  
Stabdurchmesser 9,45mm

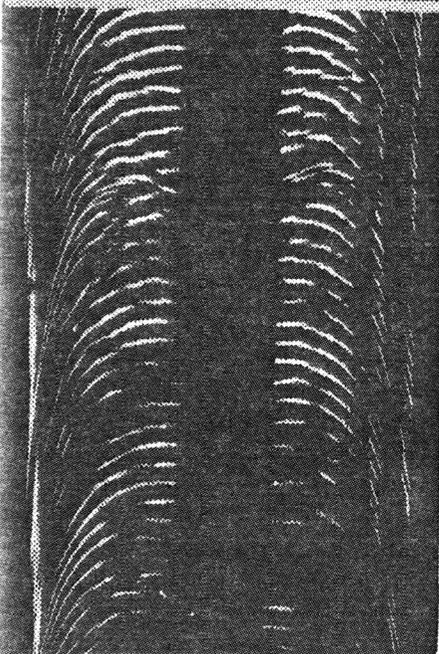


Bild 15  
Ultraschallmodulierte  
Bruchfläche von thermisch  
vorgespanntem Spiegelglas  
(Bruchrauigkeit in der  
Mitte nicht sichtbar)  
Bruchausbreitung an den  
Rändern verzögert  
Ultraschallfrequenz 5,23MHz  
Bildbreite Plattendicke  
(5,8 mm)  
Bruchproben der Fa. Saint-  
Gobain, Frankreich. Versuchs-  
durchführung in Freiburg/Br.  
BRD, gemeinsam mit A.Fayet  
(vergl. auch Fayet,Guillemet,  
Acloque (1968))

PL IX-131

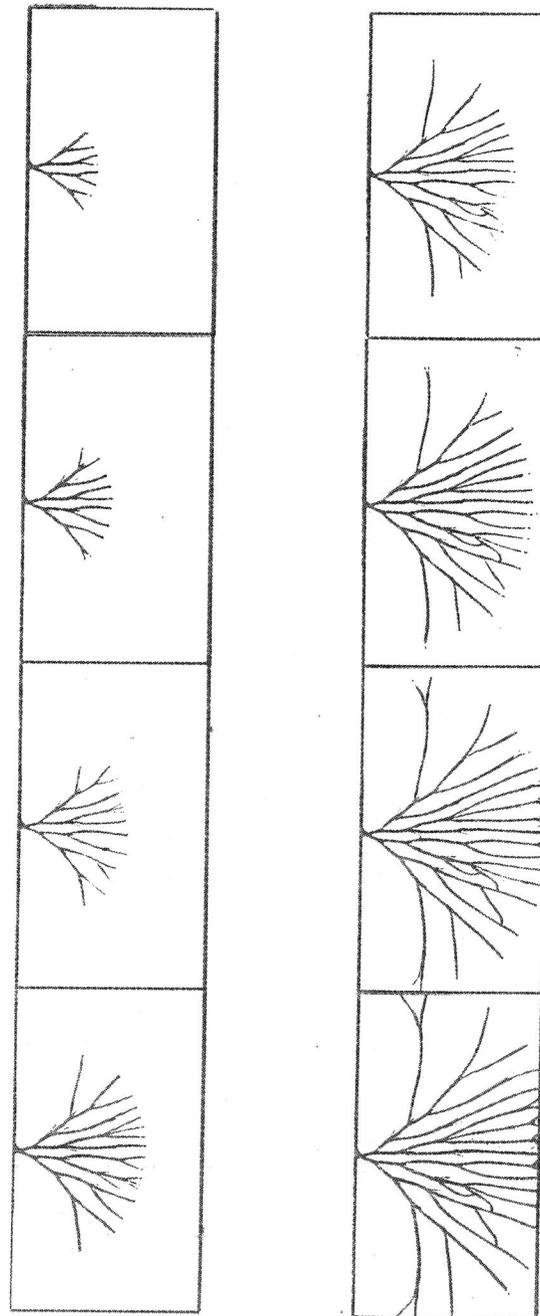


Bild 16  
Funkenkinematographische Aufnahmen vom Bruchvorgang in einer chemisch vorgespannten Glas-  
platte (150x50x3 mm<sup>3</sup>) aus Cerax der Fa. Jenaer Glaswerk , Schott & Gen., Mainz.  
Äußere vertikale Zugspannung 200 kp; Bildfolgezeit 3 µs; Bildbreite  $\hat{=}$  Plattenbreite

PL IX-131

Literatur

- Berry, J.P. (1960): Some kinetic considerations of the Griffith criterion for fracture. I: Equation of motion at constant force. J.Mech.Phys.Solids 8, S. 194-206. II: Equations of motions at constant deformation. J.Mech. Phys.Solids 8, S.207-216
- BlaueI, H.; Richter, H.(1969): Thermisch induzierte Innenbrüche in Glasstäben. Glastechn. Ber. 42, S.136-139
- BlaueI, H. (1970): Thermisch induzierte elastische Spannungen und ihr Einfluß auf Auslösung und Ausbreitung von Brüchen. Diss. Univ. Freiburg
- BlaueI, H.; Kerkhof, F. (1971): Sprödbbruchvorgänge durch thermisch induzierte elastische Spannungen. Chem.Ing.Technik 13, S. 746-749
- DöII, W. (1967): Thermische Wirkung des Bruchvorganges in Polymethylmethacrylat.Dipl.-Arb. Univ. Freiburg, Wiss.Ber. Ernst-Mach-Inst.3/67
- Erdogan. F.; Sih, G.C. (1963): On the crack extension in plates under plane loading and transverse shear. Journ. of Basic Engineering 85 D,S.519-525, Trans. A.S.M.E.
- Ernsberger, F.M. (1968): Role of densification in deformation of glasses under point loading. J.Amer.ceram. Soc. 51, S. 545-547
- Evans, A.G. (1972): A simple method for evaluating slow crack growth. Journ. Mat. Sci. 7, S. 1137
- Faulhaber, F.R. (1966): Über den Einfluß der Mikroplastizität auf das Bruchverhalten und die Mahlbarkeit bei quasistatischer Druckbeanspruchung von Quarzglaskugeln im Bereich von 2 µm bis 100 µm. Diss. TH Karlsruhe 1966

PL IX-131

- Payet, A.; Guillemet, C.; Acloque, P. (1968): A dynamic study of the form of the fracture front inside a plate of toughened glass. Vortrag auf dem 8. Internat.Glaskongress, London, Sheffield: Society of Glass Technology 1969
- Irwin, G.R. (1966): Moisture assisted slow crack extension in glass plates. NRL Memorandum Rep.1678. Washington: Naval Research Lab. 1966
- Kalthoff, J.F. (1971): On the characteristic angle for crack branching in brittle materials. Int.J.Fract.Mech. 7, S.478-480
- Kalthoff, J.F. (1972): Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Ausbreitungsrichtung gegabelter Risse. Diss.Univ.(TH) Karlsruhe
- Kerkhof, F. (1952): Untersuchung des Bruchvorganges spröder Körper mit Ultraschall. Vortrag auf dem Deutschen Physikertag, Berlin, 28.Sept.-3.Okt.
- Kerkhof, F. (1964): Zusammenhang zwischen der maximalen Bruchgeschwindigkeit mit anderen Materialkonstanten von Gläsern In: Prins,J.A.:Physics of non-crystalline solids.Proc.of the Intern.Conf.Delft. Amsterdam:North Holland Publ.Comp. 1964,S.469-480 (Ref.Glastechn.Ber.38(1965)467)
- Kerkhof, F. (1965): Zur Dynamik der Bruchausbreitung In Silicatgläsern. Habilitationsschr. TH Karlsruhe
- Kerkhof, F. (1967): Sprödbbruchmodulation durch elastische Wellen. In: Vollrath, K. und Thomer, G.(Hrsg.):Kurzzeitphysik. Wien, New York: Springer 1967, S.498-552
- Kerkhof, F. (1970): Bruchvorgänge in Gläsern Frankfurt/Main: Verlag der Deutsch. Glastechnischen Gesellschaft, 1970
- Kerkhof, F. (1972): Wave fractographic investigations of brittle fracture dynamics. Plenarvortrag auf d.Internat. Conference on Dynamic Crack Propagation, 10.-12.Juli 1972, Lehigh University, Bethlehem, Pa.

PL IX-131

- Kerkhof F. u. Richter, H. (1968): Fracture velocities as functions of specific fracture energies of glasses. Vortrag auf dem 8. Intern. Glaskongreß, London. Sheffield: Society of Glass Technology 1969
- Kerkhof F. u. Richter, H. (1969a): Die kritische spezifische Bruchenergie und ihre Messung an verschiedenen Gläsern mit Hilfe der Ultraschallfraktografie. Glastechn. Ber. 42, S. 129-136
- Kerkhof F. u. Richter, H. (1969b): Investigation of the influence of water vapour on crack velocities in glass by ultrasonic fractography. Vortrag auf d. 2. Internat. Conference on Fracture, Brighton, 13.-18.4.69 Proc. London: Chapman and Hall 1969, S. 463-473
- Kerkhof F. u. Sommer, E. (1964): Das Bild der Bruchfläche (von Gläsern). In: Freund, H. (Hrsg.): Handbuch der Mikroskopie in der Technik. Bd. IV. Mikroskopie der Silicate. Teil 4: Mikroskopie in der Glas-u. Emailtechnik, S. 171-192. (Ref. Glastechn. Ber. 38 (1965), S. 429)
- Linger, K.R. and Holloway, D.G. (1968): "Fracture energy of glass", Phil. Mag. 18, S. 1269-80
- Lundborg, N. und Jhansson, C.H. (1952): Experimental determination of the speed of propagation of cracks in glass as a function of the stress. Ark. Fys. 4, S. 555-558 (Ref. Glastechn. Ber. 27 (1954), S. 88)
- Manogg, P. (1964): Anwendung der Schattenoptik zur Untersuchung des Zerreißvorganges von Platten. Diss. Univ. Freiburg 1964
- Manogg, P. (1966): Die Lichtablenkung durch eine elastisch beanspruchte Platte und die Schattenfiguren von Kreis und Rißkerbe. Glastechn. Ber. 39, S. 323-329
- Mott, N.F. (1948): Brittle fracture in mild-steel plates. Eng. 165, S. 16-18

PL IX-131

- Palamiswamy, K. (1972): Crack propagation under general in-plane loading. Diss. Calif. Institute of Technology, Pasadena, Calif. s. auch
- Palamiswamy, K. u. Knauss, W.G. (1972): Propagation of a crack under general in-plane tension. Int. Journ. Fract. Mech. 8, S. 114-117
- Peter, K. (1964): Spröbruch und Mikroplastizität von Glas in Eindruckversuchen. Glastechn. Ber. 37, S. 333-345
- Richter, H. (1972): Unveröffentlichte Untersuchungen im Institut für Festkörpermechanik Freiburg i.Br.
- Rumpf, H. u. Schönert, K. (1972): Die Brucherscheinungen in Kugeln bei elastischen sowie plastischen Verformungen durch Druckbeanspruchung. Vortrag 1-2, 3. Europ. Symposium "Zerkleinern" in Cannes, 5.-8. Okt. 1971, Dechema Monographien 69 (1972), S. 27-56
- Schardin, H. u. Struth, W. (1937): Bruchvorgänge in Glas. Z. techn. Phys. 18, S. 474-477
- Schardin, H. u. Struth, W. (1938): Hochfrequenzkinematographische Untersuchung der Bruchvorgänge im Glas. Glastechn. Ber. 16, S. 219-231
- Schardin, H. (1951): Grundlagen für die meßtechnische Anwendung der Kinematografie insbesondere zur Untersuchung schnell verlaufender Vorgänge. Schweiz. Photo-Rdsch. 16, S. 294-305
- Schardin, H.; Mücke, L. u. Struth, W. (1954): Bruchgeschwindigkeit von Gläsern. Glastechn. Ber. 27, S. 141-147
- Schardin, H. (1959): Velocity effects in fracture. Conference on fracture. Swampscott (USA), 12.-16. April 1959. New York: Wiley 1959, S. 297-330

PL IX-131

- Schardin, H. (1962): Über die Grenzen der Hochfrequenz-kinematografie. Proc.6th Intern. Congress on High-Speed Photography Scheveningen, 17.-22.Sept.1962. Haarlem: Tjeenk Willink & Zoon N.V. 1962, S.1-29
- Schönert, K.; Umhauer, H. und Klemm, W. (1969): The influence of temperature and environment on the slow crack propagation in glass. Vortrag auf der 2. Intern. Conference on Fracture, Brighton 13.-18.April 1969. London: Chapman & Hall 1969, S. 474-482
- Sih, G. (1972): Persönliche Mitteilung
- Sneddon, J.N. (1946): The distribution of stress in the neighbourhood of a crack in an elastic solid. Proc.phys.Soc. (London) 187, S.229-260
- Smekal, A.(1940): Ultraschalldispersion und Bruchgeschwindigkeit. Phys. Z. 41 S.475-480. (Ref.Glastechn.Ber.21 (1943), S.238)
- Smekal, A. (1950a): Verfahren zur Messung von Bruchfortpflanzungsgeschwindigkeiten an Bruchflächen. Glastechn.Ber. 23, S.57-67
- Smekal, A. (1950b): Über den Anfangsverlauf der Bruchgeschwindigkeit im Zerreiversuch. Glastechn.Ber. 23, S.186-189
- Sommer, E. (1966): Der Bruchversuch unter Manteldruck mit Überlagerung von Zug- und Torsionsspannungen. Diss. Univ. Freiburg
- Sommer, E. (1967): Das Bruchverhalten von Rundstäben aus Glas im Manteldruckversuch mit überlagerter Zugspannung. Glastechn.Ber. 40,S.304-307
- Sommer, E. (1969): Formation of fracture "lances" in glass. Engng.Fract.Mech. 1,S.539-546
- Wieghardt, K. (1907): Über das Spalten und Zerreißen elastischer Körper. Zs.f.Math. u.Phys. 55 (1907), S.60-103

PL IX-131

- Wallner, H. (1939): Linienstrukturen an Bruchflächen Z.Phys. 114, S.368-378. (Ref. Glastechn.Ber. 18 (1940), S.52)
- Weigel, W. (1972): Experimentelle Untersuchungen im Institut für Festkörpermechanik Freiburg
- Wiederhorn, S.M. (1967): Influence of water vapor on crack propagation in soda-lime glass. J.Amer.ceram.Soc. 50,S.407-414 (Ref.Glastechn.Ber.42(1969),143)
- Wiederhorn, S.M. (1969): Fracture surface energy of glass J.Am.Ceram.Soc. 52,S.99-105
- Wiederhorn, S.M. u. Boiz, L.H. (1970): Stress corrosion and static fatigue in glass. J.Am. Ceram.Soc. 53, S.543-548
- Wiederhorn, S.M. u. Johnson, H. (1972): Effect of electrolyte pH on crack propagation in glass, N.B.S.Rep. 10890, May 72 to be published in the J.Amer. Ceram.Soc.

PL IX-131